

Sombras de agujeros negros

E. David Guzmán Ramírez

Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México

4 de junio de 2019

I. INTRODUCCIÓN

I.I. HISTORIA DE LA IMAGEN DE UN AGUJERO NEGRO

El 10 de abril del 2019 el Telescopio de Horizonte de Sucesos (o EHT por sus siglas en inglés), reveló la primera evidencia visual directa de un agujero negro supermasivo y su sombra. El EHT conecta telescopios de todo el mundo para formar un telescopio virtual del tamaño de la Tierra con una sensibilidad y resolución sin precedentes. El EHT es el resultado de años de colaboración internacional y ofrece a los científicos una nueva forma de estudiar los objetos más extremos del universo predichos por la relatividad general de Einstein.

La imagen revela el agujero negro en el centro de Messier 87, una galaxia masiva en el cercano cúmulo de galaxias Virgo. Este agujero negro reside a 55 millones de años luz de la Tierra y tiene una masa 6,500 millones de veces la del Sol [1].

Sin embargo, mucho antes de que este logro fuese realizado muchos investigadores usaron computadoras para reconstruir cómo se vería un agujero negro rodeado de material luminoso. Según las leyes de la relatividad general, los agujeros negros son invisibles por sí mismos. Al contrario de otros cuerpos celestes, su superficie no es sólida ni gaseosa, es un borde inmaterial, el horizonte de sucesos.

Visto en proyección sobre el cielo, el horizonte de sucesos tendría el aspecto de un disco negro perfectamente circular si el agujero negro es estático (solución de Schwarzschild) o ligeramente distorsionado si está en rotación (solución de Kerr).

Ahora, en condiciones astrofísicas típicas, un agujero negro realista, sea cual sea su tamaño, rara vez está desnudo, sino que está rodeado de material gaseoso. Al caer, el gas forma un disco de acreción caliente dentro del cual emite un espectro característico de radiación electromagnética. Por tanto, a pesar de que un agujero negro permanece invisible por sí mismo, atrae de manera característica a la materia cercana.

Tan pronto como se desarrollaron los principios básicos de la astrofísica de los agujeros negros en la década de 1970, los físicos se preguntaron cómo se vería un agujero negro rodeado de material luminoso. Actualmente, se pueden ver muchas representaciones educativas o artísticas, sin embargo, estas imágenes no informan describen la física detrás. Ésta puede describirse correctamente por medio de simulaciones numéricas, teniendo en cuenta las complejas distorsiones que el fuerte campo gravitacional imprime en el espacio-tiempo y las trayectorias de los rayos de luz.

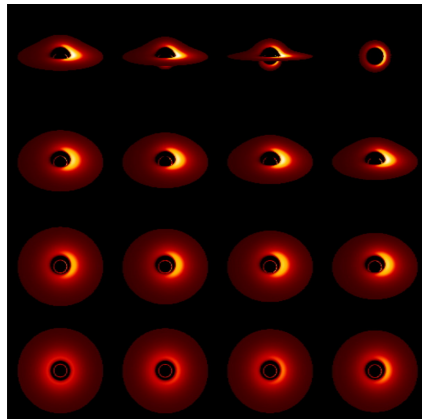


Figura 1: Imagen de un agujero negro para distintos ángulos. Imagen tomada de [2]

El estudio de las imágenes de agujeros negros comenzaron en 1972 en una escuela de verano en Francia, donde se presentó un análisis exhaustivo de la propagación de rayos de luz alrededor de un agujero negro de Kerr. La solución de Kerr para un agujero negro giratorio se había descubierto tan sólo diez años antes y desde entonces centró la atención de muchos investigadores de la relatividad general, porque representaba el estado de equilibrio más general de un agujero negro astrofísico.

La métrica del espacio-tiempo de Kerr depende de dos parámetros: la masa del agujero negro M y su momento angular normalizado a . Una diferencia importante con las estrellas habituales, que están en rotación diferencial, es que los agujeros negros de Kerr giran con una rigidez perfecta: todos los puntos en su horizonte de eventos se mueven con la misma velocidad angular.

Sin embargo, existe un momento angular crítico $a = M$ (en unidades donde $G = c = 1$) por encima del cual el horizonte de sucesos se *rompe*: este límite corresponde al horizonte que tiene una velocidad de giro igual a la velocidad de la luz. Para tal agujero negro, llamado *extremo*, el campo gravitacional en el horizonte de sucesos se cancelaría, porque la atracción hacia adentro de la gravedad sería compensada por las enormes fuerzas centrífugas repulsivas. La rotación del agujero negro afecta la forma de la sombra que el horizonte de sucesos proyecta sobre la luz de un campo de estrellas de fondo. Para un agujero negro que gira cerca del momento angular máximo, el resultado es una sombra en forma de D, como se observa en la figura 2.

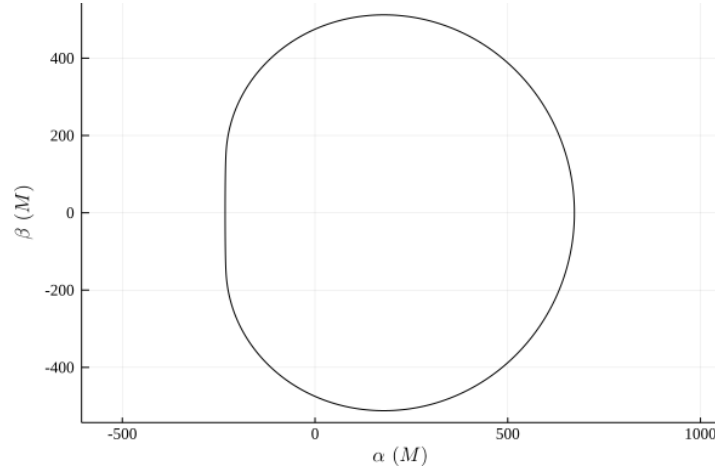


Figura 2: Forma aparente de la sombra de un agujero negro extremo de Kerr visto por un observador distante en el plano ecuatorial.

I.I.I. PRIMERA IMAGEN DE UN DISCO DE ACRECIÓN DE UN AGUJERO NEGRO

Los discos de acreción se forman en algunos sistemas de estrellas dobles que emiten radiación de rayos X (con agujeros negros de unas pocas masas solares) y en los centros de muchas galaxias (con agujeros negros de millones de masas solares). Sus imágenes de cerca deben experimentar deformaciones ópticas extraordinarias, debido a la desviación de los rayos de luz producida por la fuerte curvatura del espacio-tiempo en las inmediaciones del agujero negro. La relatividad general y una computadora permiten calcular tal efecto.

Alrededor de un agujero negro, todo se comporta de manera diferente debido a las deformaciones ópticas debidas a la curvatura del espacio-tiempo, como se muestra en la figura 3.

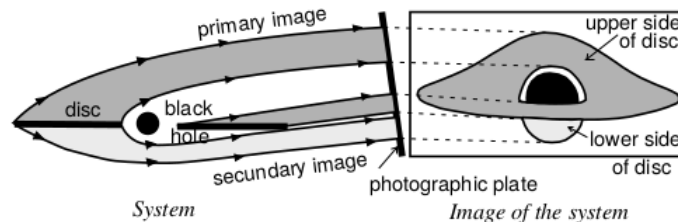


Figura 3: Distorsiones ópticas cerca de un agujero negro. Imagen tomada de [3].

Un observador lejano puede ver la parte superior del disco en su totalidad, sea cual sea el ángulo desde el que lo vea. La parte posterior del disco no está oculta por el agujero negro, ya que las imágenes que provienen de él se ven realizadas en cierta medida por la curvatura y llegan al observador distante. De hecho, los rayos de luz que normalmente se propagan hacia abajo, en dirección opuesta a la del observador, vuelven a subir y dan una *imagen secundaria*, una imagen muy deformada de la parte inferior del disco.

Las órbitas circulares del gas en el disco se pueden mantener solo hasta una distancia crítica de tres veces el radio de Schwarzschild (es decir, $6M$). Por debajo de esto, el disco es inestable; las partículas de gas se precipitan directamente hacia el agujero negro sin tener tiempo suficiente para emitir radiación electromagnética.

Además, la luminosidad aparente del disco es muy diferente a la luminosidad intrínseca: la radiación captada a gran distancia se desplaza en frecuencia e intensidad con respecto a la emitida. Hay dos tipos de efectos de cambio: está el efecto Einstein, en el que el campo gravitacional reduce la frecuencia y la intensidad, y está el efecto Doppler, donde el desplazamiento de la fuente con respecto al observador causa amplificación a medida que la fuente se acerca y atenuación a medida que la fuente se retira. La combinación de los dos efectos no es trivial, aunque hay modelos del estado del arte que consideran la combinación de los distintos efectos presentes.

Antes de comenzar a trabajar, es conveniente introducir las llamadas unidades naturales, definidas por

$$G = \hbar = c = 1. \quad (1)$$

II. SOLUCIÓN DE SCHWARZSCHILD

La solución de Schwarzschild se considera la solución más sencilla y útil de las ecuaciones de campo de Einstein. Esta solución corresponde a la descripción de un sistema con las siguientes propiedades: [4] [5] [6]

1. Tiene simetría esférica.
2. Es estática e invariante bajo inversión temporal
3. Está en el vacío.

La solución de Schwarzschild está dado por el intervalo

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad (2)$$

La solución de Schwarzschild es particularmente especial debido al llamado teorema de Birkhoff. G. D. Birkhoff demostró en 1923 que cualquier solución con simetría esférica a las ecuaciones de Einstein en el vacío ($T_{\mu\nu} = 0$) debe ser estática y asintóticamente plana. La solución de Schwarzschild ha sido construida exigiendo que el espacio-tiempo sea esféricamente simétrico, estático y en el vacío; por lo que la solución no sólo es simple, sino también única.

II.I. CANTIDADES CONSERVADAS EN SCHWARZSCHILD

II.II. ÓRBITAS DE PARTÍCULAS LIBRES EN SCHWARZSCHILD

II.III. COORDENADAS CELESTES

III. SOLUCIÓN DE KERR

El espacio-tiempo alrededor de un agujero negro que rota con masa M y momento angular J puede ser descrito con el intervalo (con $c = G = 1$)

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2Mr}{\rho^2}\right) dt^2 - \frac{4Mar \sin^2 \theta}{\rho^2} d\varphi dt + \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 + \rho^2 d\theta^2 + \left(r^2 + a^2 + \frac{2Mra^2 \sin^2 \theta}{\rho^2}\right) \sin^2 \theta d\varphi^2, \quad (3)$$

donde

$$a \equiv \frac{J}{M}, \quad \rho^2 \equiv r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \quad \Delta \equiv r^2 - 2Mr + a^2. \quad (4)$$

La métrica definida en (3) es una solución exacta a las ecuaciones de campo de Einstein en el vacío, es decir, $G_{\mu\nu} = 0$. Las coordenadas (t, r, θ, φ) usadas en (3) se llaman coordenadas de Boyer-Lindquist.

III.I. CANTIDADES CONSERVADAS EN KERR

III.II. ÓRBITAS DE PARTÍCULAS LIBRES EN KERR

Referencias

- [1] Event Horizon Telescope. [Astronomers Capture First Image of a Black Hole](#), April 2019.
- [2] J.P. Luminet. [40 years of black hole imaging](#), May 2019.
- [3] J.P. Luminet. *Black Holes*. Cambridge University Press, 1992.
- [4] J.P. Luminet. *Image of a Spherical Black Hole with Thin Accretion Disk*. *Astronomy and Astrophysics* 75, pages 228–235, 1979.
- [5] E.F. Eiroa L. Amarilla. *Shadow of a rotating braneworld black hole*. *Physical Review D* 81, 064019, 2012. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.85.064019>.
- [6] E.F. Eiroa L. Amarilla. *Shadows of rotating black holes in alternative theories*. 2018. <https://arxiv.org/abs/1810.12767>.